

Microsynchrotron

F. Albert¹, R. Shah¹, K. Ta Phuoc¹, F. Burgy¹, J.-P. Rousseau¹ et A. Rousse¹

¹ LOA-ENSTA-École Polytechnique, CNRS UMR 7639, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

Résumé. Grâce aux progrès réalisés sur les chaînes laser ultra intenses, il est maintenant possible de produire des faisceaux de rayons X par interaction laser-plasma en utilisant un laser ultra bref. De plus, cette source est polychromatique et de durée femtoseconde, ce qui ouvre la voie vers de nombreuses applications. Lorsqu'un laser intense (50TW, 30fs) est focalisé sur le front avant d'un jet d'hélium, des électrons sont piégés dans le sillage de l'impulsion laser et ensuite accélérés pour enfin osciller dans le plasma lui-même. Comme dans un synchrotron, un faisceau X de faible divergence est produit par ces oscillations électroniques. Après avoir présenté le principe de cette source, nous montrons les derniers résultats obtenus pour sa caractérisation spatiale et spectrale, ainsi que la corrélation entre le faisceau d'électrons et de rayons X produits par ce procédé.

1. INTRODUCTION

Les procédés chimiques, physiques et biologiques fondamentaux se produisent sur une échelle de temps comparable à la période de vibration des atomes, de l'ordre de 10^{-13} s. Ainsi, l'étude de ces procédés requiert une source de rayons X femtoseconde [1-6].

Les progrès réalisés dans le domaine des lasers ultra intenses et ultrabrefs ces deux dernières décennies, et notamment l'apparition des lasers basés sur l'amplification à dérive de fréquence (chirped pulse amplification, ou CPA), ont permis de créer de nouvelles sources X ultrabrèves (femtoseconde). La source X-K α , produite en focalisant un laser ultra intense sur une cible solide, rayonne dans le domaine des X durs (supérieur au keV), mais est isotrope et monochromatique. La génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz [7-9] produit des faisceaux de rayonnement mais seulement dans le domaine de l'extrême ultraviolet.

Par ailleurs, des efforts considérables sont entrepris pour développer des sources de rayons X produites par de grandes installations comme les synchrotrons ou les lasers à électrons libres. Un synchrotron [10], en faisant osciller des électrons relativistes (GeV) dans des structures magnétiques périodiques (onduleurs ou wigglers), produit un faisceau de rayonnement X collimaté et polychromatique. Cela rend possible des expériences d'absorption X, mais en général sur une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde.

Nous avons développé au LOA [11, 12] une nouvelle source de rayons X basé sur l'interaction laser-plasma en régime relativiste, qui reprend le concept d'accélération et d'oscillation d'électrons, mais dans un plasma de quelques millimètres.

2. PROCESSUS À L'ORIGINE DE LA SOURCE

Les plasmas ont été proposés dès 1979 [13] pour accélérer des particules. Leur intérêt repose sur le fait qu'ils peuvent supporter des champs électriques de l'ordre de 100 GV/m comparés aux 100 MV/m pour des accélérateurs linéaires conventionnels [14]. Des simulations PIC (particle in cell) et des résultats expérimentaux [15] ont montré qu'il était possible d'obtenir, par interaction laser-plasma, des faisceaux d'électrons de l'ordre de 200 MeV. Plus récemment, des faisceaux d'électrons monoénergétiques ont été obtenus à 70 MeV, 80 MeV et 170 MeV [16-18].

Dans notre source X, le plasma lui même agit comme un milieu accélérateur et onduleur pour les électrons. En effet, lorsqu'un laser ultra intense et ultrabref est focalisé dans un jet de gaz, la force pondéromotrice du laser, proportionnelle au gradient d'intensité lumineuse, expulse les électrons du plasma d'hélium vers les régions les moins intenses. Il se crée alors dans le sillage de l'impulsion laser une bulle ionique vierge d'électrons. Si la fréquence plasma et la fréquence laser sont bien corrélées, certains électrons vont être piégés à l'arrière de cette bulle, vont être attirés par les charges positives et être ainsi accélérés jusqu'à des énergies relativistes (MeV). Un électron accéléré hors axe (défini par l'axe de propagation du laser) va être soumis à une force de rappel transverse qui peut être facilement calculée par la loi de Gauss

$$F = -m_e \omega_p r_0 / 2$$

où m_e est la masse d'un électron, r_0 la position verticale de l'électron par rapport à l'axe, et ω_p la fréquence plasma définie par $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$ où n_e est la densité électronique du plasma, $e = 1.6 \times 10^{-19} C$ la charge élémentaire et ϵ_0 la permittivité diélectrique dans le vide.

De ce fait, les électrons relativistes soumis à cette force de rappel vont effectuer un mouvement oscillatoire (oscillations « bétatron ») dans le plasma [19-22], ce qui va produire, comme dans un synchrotron, un faisceau de rayonnement X collimaté et polychromatique. La période des oscillations étant plus faible dans le plasma (quelques centaines de microns) que dans un synchrotron (quelques centimètres), il n'est pas nécessaire d'avoir des faisceaux d'électrons aussi énergétiques dans le cas de l'onduleur plasma. Pour des oscillations de faible amplitude, l'électron effectuera un mouvement harmonique à la fréquence bétatron fondamentale définie par $\omega_\beta = \omega_p / \sqrt{2\gamma}$ ou $\gamma = 1 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ est le facteur relativiste de Lorentz de l'électron. Dans ce cas, on peut donner une approximation de la longueur d'onde du rayonnement avec $\lambda = \lambda_\beta / \sqrt{2\gamma^2}$. Dans le cas d'oscillations de plus forte amplitude, des harmoniques vont être rayonnées, et comme dans un synchrotron, cette non linéarité peut être décrite par un paramètre sans dimension, $K = \gamma \theta = \gamma k_b r_0 = 1.33 \cdot 10^{-10} (\gamma n_e [\text{cm}^{-3}] r_0 [\mu\text{m}])^{0.5}$ où θ est la divergence du faisceau X en un point de la trajectoire de l'électron. Dans le cas où K est très supérieur à 1, le spectre du rayonnement devient polychromatique, comme illustré sur la figure 1.

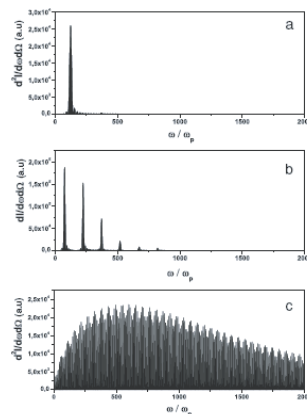


Figure 1. Spectre du rayonnement X dans l'axe calculé pour différentes valeurs de K , paramètre du wiggler plasma. La densité électronique est fixée à 10^{19} cm^{-3} et l'énergie des électrons est constante ($\gamma = 20$). La valeur de l'amplitude des oscillations est ensuite augmentée. Pour $K = 0.18$ (a), le rayonnement est émis à la fréquence fondamentale. Pour $K = 0.94$ (b), des harmoniques apparaissent jusqu'à constituer un spectre large et continu pour $K = 5.6$ (c).

Le spectre peut alors être décrit par la fonction spectrale du rayonnement synchrotron définie par

$$S(\omega/\omega_c) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx$$

On peut en trouver les caractéristiques complètes dans les références [23] et [24]. Ici ω_c représente la fréquence critique au delà de laquelle le rayonnement devient négligeable. Pour les fréquences inférieures à ω_c et jusqu'à $\omega \approx 0.29\omega_c$, la fonction croît en $\omega_{1/3}$ et décroît ensuite exponentiellement jusqu'à zéro.

Dans le cas d'un électron oscillant dans une cavité plasma, la fréquence critique est définie par :

$$\hbar\omega_c \approx 5 \times 10^{-24} \gamma^2 n_e [cm^{-3}] r_0 [\mu m] keV$$

Le nombre moyen de photons émis par un électron peut ensuite être défini par

$$N_{ph} = 5.6 \times 10^{-5} N_0 K$$

ou N_0 est le nombre d'oscillations effectuées par l'électron durant son trajet dans l'onduleur plasma.

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

L'expérience a été réalisée au LOA avec le système laser 30 fs, 1.5 J (50 TW) de la « salle jaune » [25], basé sur l'amplification à dérive de fréquence (CPA pour Chirped Pulse Amplification) [26] et nous a permis une mesure simultanée des spectres d'électrons et du rayonnement X. Le système expérimental est présenté sur la Figure. 2. Le faisceau laser, de diamètre égal à 55 mm, est focalisé sur le front avant d'un jet de gaz supersonique d'hélium par un miroir parabolique de 1 m de longueur focale. Des densités électroniques de $10^{18} cm^{-3}$ à quelques $10^{19} cm^{-3}$ ont été utilisées durant l'expérience, et à une hauteur donnée au dessus du jet, le profil de densité électronique est homogène [27]. Durant cette expérience, 50 % de l'énergie laser totale (1.5 J) est contenue dans une tache focale de $18 \mu m$ à mi-hauteur et la longueur de Rayleigh est de l'ordre de 1 mm. L'intensité laser sur cible est de $3 \times 10^{18} W/cm^2$, ce qui

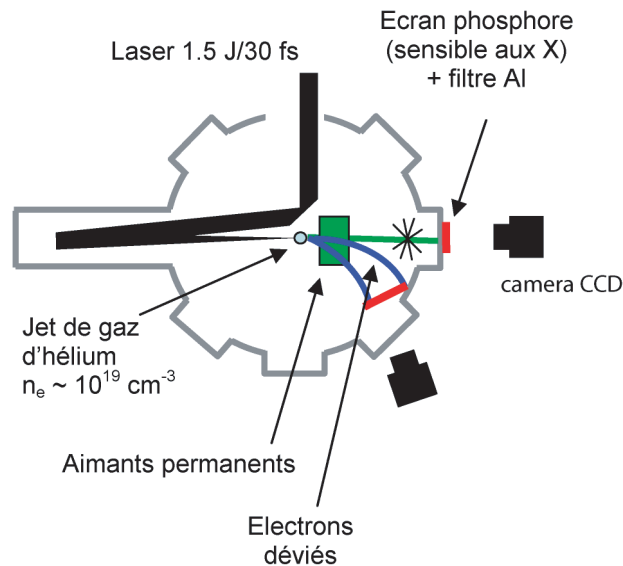


Figure 2. Système expérimental utilisé pour la production et la caractérisation du rayonnement X bêta-tron, ainsi que du faisceau d'électrons.

correspond à un potentiel vecteur normalisé $a_0 = 1.2$. Durant l'expérience, nous avons caractérisé les électrons accélérés au delà de 40 MeV en les déviant sur un écran phosphorescent à l'aide d'aimants permanents. Les rayons X ont été observés dans la direction de propagation du laser à l'aide d'un écran phosphore optimisé pour ce rayonnement et d'une caméra CCD visible. Différents filtres (Be, Al, Sn et Nb) étaient placés devant la caméra pour mesurer l'intensité du rayonnement dans différentes bandes spectrales (respectivement au dessus de 2 keV, 3 keV, 5 keV et 15 keV).

4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSION

4.1 Caractérisation spatiale

L'une des principales caractéristiques de la source X-Betatron est la faible divergence du faisceau centré sur l'axe de propagation du laser, par rapport à la source $K\alpha$ qui elle est isotrope. Nous avons observé que cette divergence dépend très fortement de la densité électronique. Ainsi, lorsque l'on passe d'une densité électronique $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la divergence passe, pour les meilleurs tirs, de 20 à 50 milliradians. Ce fait peut être relié au paramètre de force de l'onduleur plasma K , puisque celui-ci est fortement lié à la divergence du faisceau X par la relation $K = \theta/\gamma$ et est proportionnel à la densité électronique. La divergence du faisceau de rayons X est aussi liée à celle du faisceau d'électrons, puisque des dépendances similaires sont observées dans les deux cas.

Un autre paramètre important de cette source est sa taille. Elle a été mesurée à l'aide d'une technique d'imagerie au couteau. L'ombre d'une lame de rasoir, placée à 13 cm de la source, a été enregistrée sur une camera CCD à 2 mètres de la source. Une simple relation géométrique permet de déterminer la taille de la source, environ $13 \mu\text{m}$, ce qui est du même ordre de grandeur que le diamètre de la tache focale du laser.

4.2 Caractérisation spectrale

L'émission de rayonnement X a été aussi caractérisée en mesurant sa distribution spectrale. Elle a été estimée comme décroissante de 1 à 10 keV en utilisant une série de filtres (Be, Al, Nb et Sn) devant le

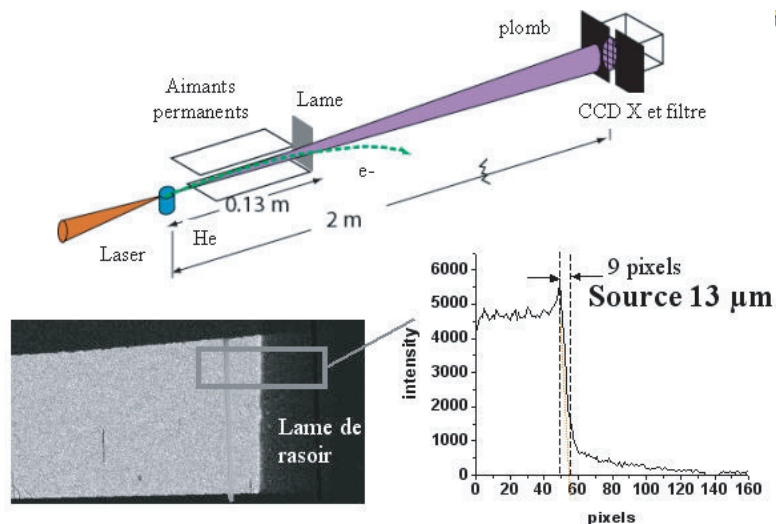


Figure 3. Montage utilisé pour mesurer géométriquement la taille de la source avec une technique d'imagerie au couteau. Une lame de rasoir est placée entre la source et une caméra CCD. Son ombre donne ainsi accès à la taille de la source.

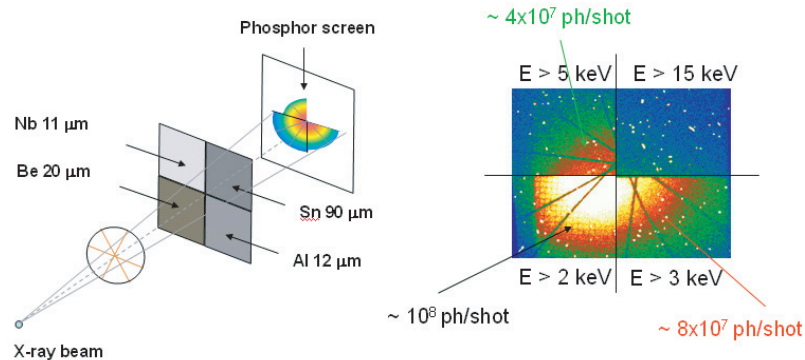


Figure 4. Montage utilisé pour caractériser la distribution spectrale de la source. Différents filtres permettent de sélectionner des bandes spectrales permettant une estimation du nombre de photons à chaque énergie.

détecteur, et la bande spectrale déterminée par les différents filtres était ce qui limitait la résolution spectrale de la mesure dans notre expérience. Le nombre total de photons X (intégrés sur toute la divergence et sur tout le spectre du faisceau) a été estimé à environ 10^8 photons/tir/angle solide. De plus, le spectre observé est en accord avec les résultats des simulations PIC.

4.3 Caractérisation de la corrélation électrons/rayons X

L'intensité du rayonnement X observée dépend très fortement de la densité électronique du plasma, et elle est maximale pour $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. En dessous de cette valeur, le signal X décroît très rapidement, principalement parce que le nombre d'électrons piégés dans la cavité ionique et accélérés est trop faible. Cela est confirmé dans l'expérience par la mesure du spectre d'électrons pour lequel très peu de particules ont été enregistrées sur le détecteur. A des densités électroniques allant au delà de $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, le signal décroît plus faiblement jusqu'à ce qu'un plateau soit atteint. Pour ces conditions expérimentales, l'amplitude de l'onde plasma à l'origine de l'accélération des électrons est trop faible et une plus grande énergie laser serait nécessaire à des densités électroniques plus élevées. Il en résulte une divergence accrue et une plus faible intensité au niveau du faisceau d'électrons. Comme le montre la figure 5, les simulations PIC reproduisent avec fidélité ce comportement expérimental : une forte croissance suivie d'une décroissance plus douce.

5. CONCLUSION

Nous avons démontré qu'il était possible, grâce à des mécanismes d'interaction laser-plasma en régime relativiste, et en reproduisant le principe de fonctionnement d'un synchrotron à une échelle millimétrique, de produire des faisceaux de rayonnement X collimatés et polychromatiques. Il convient d'ajouter que, même si ce point reste à vérifier expérimentalement, la durée d'impulsion du rayonnement X produit est de l'ordre de la centaine de femtosecondes. Une augmentation significative du flux pourra être obtenue en augmentant l'énergie du laser mais aussi la longueur d'interaction, qui est proportionnelle au nombre d'oscillations effectuées par les électrons. Une nouvelle source de rayonnement X pourra alors être proposée à une très large communauté d'utilisateurs. En effet, la source X-Bétatron est parfaitement synchronisée avec le laser, ce qui peut donner lieu à des expériences de type pompe/sonde avec une très grande fiabilité temporelle. Cela ouvre des perspectives nouvelles en vue d'expériences très prometteuses car, à l'inverse des sources de rayons X à spectre large actuellement disponibles pour les expérimentateurs, la durée d'impulsion du rayonnement (environ 100fs) permettra de nouvelles expériences résolues en temps. Les résultats majeurs obtenus dans des expériences de

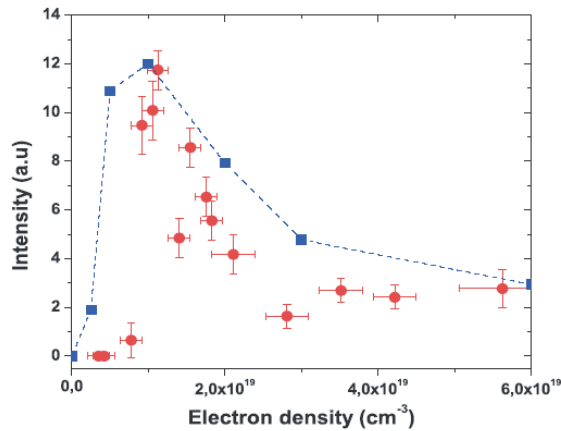


Figure 5. Variation expérimentale (cercles) et théorique (carrés, d'après les simulations PIC) de l'intensité des rayons X en fonction de la densité électronique du plasma.

diffraction X ultrabrèves avec la source K α [1–6] pourront alors être étendus à des expériences d'absorption X (EXAFS).

Références

- [1] Christian Rischel, Antoine Rousse, Ingo Uschmann, Pierre-Antoine Albouy, Jean-Paul Geindre, Patrick Audebert, Jean-Claude Gauthier, Eckhart Frster, Jean-Louis Martin, and Andre Antonetti, *Nature*, 390, 490 (1997).
- [2] Christoph Rose-Petruck, Ralph Jimenez, Ting Guo, Andrea Cavalleri, Craig W. Siders, Ferenc Rksi, Jeff A. Squier, Barry C. Walker, Kent R. Wilson, Christopher P. J. Barty, *Nature*, 398, 310 (1998).
- [3] C. W. Siders, A. Cavalleri, K. Sokolowski-Tinten, Cs. Tth, T. Guo, M. Kammler, M. Horn von Hoegen, K. R. Wilson, D. von der Linde, and C. P. J. Barty, *Science*, 286, 1340 (1999).
- [4] A. Rousse, C. Rischel, S. Fourmaux, I. Uschmann, S. Sebban, G. Grillon, Ph. Balcou, E. Frster, J.P. Geindre, P. Audebert, J.C. Gauthier, D. Hulin, *Nature*, 410, 65, (2001).
- [5] Klaus Sokolowski-Tinten, Christian Blome, Juris Blums, Andrea Cavalleri, Clemens Dietrich, Alexander Tarasevitch, Ingo Uschmann, Eckhard Frster, Martin Kammler, Michael Horn-von-Hoegen and Dietrich von der Linde, *Nature*, 422, 287, (2003).
- [6] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Fallis and J.C. Gauthier, *Phys. Rev. E*, 50, 2200 (1994).
- [7] A. Tarasevitch, A Orisch, D. Von der Linde, *Phys. Rev. A*, 62, 023816 (2000).
- [8] T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.*, 72, 545 (2000).
- [9] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lachze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercree, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau and C. Valentin, *Nature*, 431, 426 (2004).
- [10] D. Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
- [11] Antoine Rousse, Kim Ta Phuoc, Rahul Shah, Alexander Pukhov, Eric Lefebvre, Victor Malka, Sergey Kiselev, Frederic Burgy, Jean-Philippe Rousseau, Donald Umstadter, and Daniele Hulin, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 13, 135005 (2004).
- [12] Kim Ta Phuoc, Frederic Burgy, Jean-Philippe Rousseau, Victor Malka, Antoine Rousse, Rahul Shah, Donald Umstadter, Alexander Pukhov, Sergei Kiselev, *Phys. Plasmas*, 12, 023101 (2005).

- [13] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, 43, 4, 267 (1979).
- [14] Eric Esarey, Phillip Sprangle, Jonathan Krall, and Antonio Ting, *IEEE Trans. On Plasma Science*, 24, 2, 252 (1996).
- [15] S. Kiselev, A. Pukhov, I. Kostyukov, *Phys. Rev. Lett*, 93, 13, 135004 (2004).
- [16] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M. M. Aeonard, F. Burgy, J. P. Chambaret, J. F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J. P.
- [17] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton and K. Krushelnick, *Nature* 431, 535 (2004).
- [18] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, W. P. Leemans, *Nature* 431, 538 (2004).
- [19] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, V. Malka, *Nature*, 431, 541 (2004).
- [20] A. Pukhov and J- Meyer-ter-vehn, *Appl phys. B:Lasers Opt.* 74, 355 (2002).
- [21] D. H. Whittum, *Phys. Fluids B* 4, 730 (1992).
- [22] E. Esarey, B. A. Shadwick, P. Catravas, and W. P. Leemans, *Phys. Rev. E*, 65, 056505 (2002).
- [23] I. Kostyukov, S. Kiselev, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas*, 10, 4818 (2003).
- [24] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, 3rd edition (Wiley, New York 2001).
- [25] Julian Schwinger, *Phys. Rev.* 75, 12, 1912 (1949).
- [26] M. Pittman et al., *Appl. Phys. B. Lasers and Optics* 74, 529 (2002).
- [27] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.*, 56, 216 (1985).
- [28] V. Malka, C. Coulaud, J.P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, and F. Amiranoff, *Rev. Sci. Instrum.*, 71, 23 (2000).